

El electrón: una de las partículas fundamentales de la naturaleza

Francisco J. Ynduráin

Arbor CLVIII, 622 (Octubre), 205-228 pp.

En el presente artículo se describe brevemente el papel que juega el electrón como uno de los bloques elementales de los que toda la materia está constituida. Se discuten también las interacciones en las que participa el electrón, con especial énfasis en las mejor establecidas experimentalmente (interacciones electromagnéticas y débiles).

1. El electrón como uno de los constituyentes elementales de la materia

Antes de realizar un estudio detallado de las propiedades del electrón es conveniente recordar, así sea brevemente, los pasos que llevaron a su identificación como uno de los componentes fundamentales de la materia, uno de los cuatro (o seis, según como se cuente) «ladrillos» con los que están hechos todos los objetos que nos rodean. En efecto, con la excepción de algún raro rayo cósmico y, tal vez, de ocasionales neutrinos de tipo *mu* o *tau*, la tierra y el sol, los planetas y las estrellas, hasta las más alejadas galaxias, están compuestas de electrones, neutrinos, y quarks de los tipos *u* y *d*. A éstos pueden añadirse fotones y gluones, los que a veces no son considerados como «ladrillos» sino como «cemento» en la constitución de la materia.

La identificación de estos componentes no fue sencilla. Después del descubrimiento del electrón por J. J. Thompson, cuyo centenario celebramos este año, se propusieron dos modelos del átomo (ya entonces se sabía que la materia está formada por moléculas las que, a su

vez, estaban hechas de átomos). El modelo propuesto por el propio Thomson, entre otros, suponía que los átomos contienen partículas con cargas negativas, los electrones, y otras con carga positiva, los protones, intermezclados formando una masa homogénea. En el segundo modelo, que acabó conociéndose como modelo de Rutherford, las cargas positivas se concentran en una pequeña región, el núcleo atómico, de un tamaño aproximado de 10^{-13} centímetros; disponiéndose los electrones en una nube a distancia relativamente grande del núcleo (10^{-8} cm), un poco como los planetas se disponen al rededor del Sol.

Como sabemos este último es el modelo correcto del átomo, lo que fue establecido a principios de nuestro siglo en una serie de experimentos llevados a cabo, precisamente, bajo la dirección de Rutherford. En estos experimentos se ponían de manifiesto, además, dos aspectos importantes de la estructura de la materia. En primer lugar, el número de protones en los núcleos era inferior a lo que indicaba la masa de dichos núcleos, lo que sugería que, además de protones, éstos deberían contener otras partículas sin carga eléctrica. Esta partícula es el neutrón, efectivamente identificado y aislado más adelante por Chadwick. En segundo lugar, estas partículas deberían estar cementadas por unas fuerzas distintas de las electromagnéticas, y además mucho más intensas que éstas para poder compensar la repulsión entre los protones del núcleo. Efectivamente, en los experimentos citados el equipo de Rutherford encontró evidencia de dichas fuerzas, conocidas por su intensidad como interacciones fuertes.

También al filo del cambio de siglo, de hecho algo antes, Becquerel había descubierto la radiactividad, y con ella la tercera fuerza¹ que opera en el mundo microscópico y llamada posteriormente interacción débil por ser mucho menos intensa que la electromagnética. Tanto la interacción débil como la fuerte tardaron mucho tiempo en ser descifradas. La interacción débil tuvo que esperar a los trabajos de Fermi, Glashow, Weinberg y Salam, culminados con la demostración de la consistencia de la teoría por 't Hooft en 1971. La interacción fuerte requirió el reconocimiento por Gell-Mann de que los neutrones y protones no son partículas elementales sino que están formados por otras más fundamentales, los quarks² de tipo *u* y *d*, y el desarrollo de la teoría de las interacciones de estos últimos y de las partículas que los «cementan» (los *gluones*) en el año 1973.

Las tres interacciones fuertes, electromagnéticas y débiles, transmitidas por gluones, fotones y partículas *W* y *Z*, y las partículas quarks *u* y *d*, electrón y neutrino forman, como se ha dicho, el cemento y los ladrillos de que está hecho nuestro universo con excepción de sucesos

efímeros que se encuentran en rayos cósmicos o producidos en superaceleradores a tremendas energías y que discutiremos brevemente más adelante. Acabamos esta sección presentando los símbolos bajo los que se conocen a las partículas citadas, seguidas de sus cargas eléctricas, denotadas por el símbolo Q , en unidades de la carga del protón:

$e; Q_e = -1$
$\nu_e; Q_\nu = 0$
$d; Q_d = \frac{-1}{3}$
$u; Q_u = \frac{2}{3}$

Es posible preguntarse si, al igual que en el siglo pasado se pudo descomponer la molécula en átomos; y luego, en nuestro siglo, el átomo en electrones y núcleo y finalmente éste en protones y neutrones y definitivamente en quarks, si las partículas que hoy nos parecen elementales podrán en un futuro descomponerse en otras más básicas. Por supuesto, nunca podremos demostrar que esto no sea así: en próximas secciones, sin embargo, discutiremos la evidencia de que, en especial el electrón, es una partícula elemental; y hasta qué límite podemos afirmar que la elementalidad del electrón se mantiene. También es posible preguntarse (y así lo haremos más adelante) si es posible unificar el electrón con alguna, o algunas de las partículas de la tabla que acabamos de mostrar. Como veremos, sólo tenemos respuestas parciales a esta cuestión.

2. Propiedades e interacciones del electrón

La masa del electrón es extraordinariamente pequeña y, excepto por los neutrinos (cuya masa es compatible con cero) la menor de todas las partículas elementales:

$$m_e = 0.910956 \times 10^{-27} \text{ gramos.}$$

La carga eléctrica también es muy pequeña. Se denota ésta por el mismo símbolo que a la partícula y tenemos,

$$e = -1.60219 \times 10^{-19} \text{ Coulombios.}$$

Las convenciones son tales que la carga del protón es positiva, y la del electrón negativa. También utilizaremos la convención, cada vez más extendida, de denotar la separación decimal con un punto en lugar de una coma.

Una propiedad de las partículas elementales, aún hoy no explicada, es que todas éstas tiene cargas múltiplos enteros, positivos o negativos, de $1/3$ de la del electrón: y, además, las partículas no-confinadas (es decir, todas excepto los quarks) tienen cargas múltiplos enteros de la del electrón.

El tamaño del electrón es un concepto sin sentido: toda la evidencia que tenemos apunta a que el electrón *no* tiene dimensiones, y es como un punto matemático. Antes de desarrollarse completamente la mecánica cuántica y especialmente la teoría cuántica de campos, que permiten tratar las partículas puntuales, se intentó adscribir un tamaño al electrón (el radio de Thompson, o la longitud de onda de Compton) lo que llevó a inconsistencias, alguna de las cuales comentaremos más adelante.

Otra cuestión son las interacciones del electrón. Por supuesto, como toda partícula cargada, el electrón participa en las interacciones electromagnéticas. La cantidad relevante aquí es la carga eléctrica del electrón, aunque a veces se expresan los resultados en términos de la llamada *constante de estructura fina*, denotada por α y definida por $\alpha = e^2/\hbar c$, donde \hbar es la constante de Planck (racionalizada, $\hbar = h/2\pi$) y c es la velocidad de la luz. Esta constante no tiene dimensiones y su valor, obtenido del efecto Hall cuántico y del efecto Josephson es de

$$\alpha \cong \frac{1}{137.03600}$$

El valor más preciso de α se obtiene, de hecho, suponiendo correcta la electrodinámica cuántica, y deduciéndolo del momento magnético del electrón (ver más adelante). Así se tiene,

$$\alpha^{-1} = 137.03599222 \pm 0.00000094.$$

En la desintegración β se producen electrones y neutrinos, lo que sugiere (y en efecto así ocurre) que los electrones también interactúan débilmente. Esta interacción es muy poco intensa a pequeñas energías, pero a energía comparable a las de las masas en reposo de las partículas que la intermedian, W y Z , se convierte incluso en más intensa que la electromagnética. Esto fue predicho teóricamente al principio de los años setenta y confirmado de forma brillante en los últimos diez

años por las experiencias realizadas en el colisionador de electrones y positrones LEP del CERN, a energías hasta el doble de las de las masas en reposo de W s y Z s (del orden de los 200 Giga electrón-voltios).

Finalmente, el electrón no tiene interacciones fuertes, directamente. Sin embargo, como la relatividad y mecánica cuántica implican la posibilidad de creación virtual de cualquier tipo de partículas cargadas en la intermediación de los electrones, éstos también participan en forma indirecta en las interacciones fuertes aunque, a baja energía, lo hagan con poca intensidad.

3. El espín del electrón. Ecuación relativista del electrón: la ecuación de Dirac

Una de las propiedades más interesantes del electrón es su *espín*. El nombre, con la grafía original inglesa *spin*, se debe a que al ser introducido se le relacionó con un giro del electrón alrededor de sí mismo. Históricamente, fueron Uhlenbeck y Goudsmit (físicos holandeses) los primeros que sugirieron la existencia de esta propiedad, la que explicaba ciertas peculiaridades en los comportamientos de los electrones. Pauli se dio cuenta inmediatamente de que, si suponemos que el electrón tiene tamaño finito, esta propiedad plantea problemas muy graves. Por citar uno sólo de ellos, la velocidad de giro del electrón debería ser tal que su superficie viajaría más rápido que la luz. Sin embargo, Pauli recomendó a Uhlenbeck y Goudsmit que publicaran su artículo: a pesar de sus problemas, la evidencia de una propiedad asociada con algo tal como un *spin* del electrón era muy fuerte. En particular, tenemos la existencia de un momento magnético del electrón, denotado tradicionalmente con el símbolo $\mu(e)$, típico de una carga eléctrica en movimiento giratorio.

De hecho Pauli fue quien dio un primer paso para resolver los problemas asociados con el espín del electrón mostrando cómo la mecánica cuántica puede modificarse para incorporar un momento angular intrínseco (el espín) incluso si la partícula no tiene dimensiones. El requisito es suponer que, además de las variables ordinarias de espacio y tiempo, las partículas con espín tienen otro grado de libertad que varía de forma discontinua entre un número finito de valores. Así, para una partícula como el electrón que tiene un espín que, en unidades de \hbar , vale $1/2$, esta variable puede tomar dos valores. Por tanto el electrón existe en dos estados posibles, según que la componente del espín a lo largo de una dirección dada tome el valor $+1/2$ o $-1/2$: lo

que explica un buen número de propiedades tanto de de espectroscopía atómica como de electrones en materia condensada.

Pauli dio un tratamiento del electrón no-relativista. La búsqueda de una ecuación relativista que generalizara a la ecuación de Schrodinger de la mecánica cuántica no relativista comenzó muy pronto; de hecho, el propio Schrodinger consideró la ecuación que hoy se conoce como ecuación de Klein-Gordon: para una partícula libre, esta ecuación es

$$(\square - m^2) \Phi(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (3.1)$$

donde m es la masa de la partícula. y el d'Alembertiano \square se define como

$$\square \equiv \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta$$

en unidades naturales ($\hbar = c = 1$) y con \square el Laplaciano.

Esta ecuación era insatisfactoria por varios motivos. En primer lugar, es de segundo orden en el tiempo, lo que indica que para deducir la evolución en el tiempo de una función de onda hay que conocer no sólo la función en el instante original, sino también su derivada. Si intentamos solucionar esto utilizando la raíz cuadrada de la ecuación,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{-\Delta} \Phi(\mathbf{r}, t),$$

entonces tenemos problemas al intentar introducir interacciones con potenciales, en particular el potencial Coulombiano. En este caso tenemos la más importante dificultad: las correspondientes correcciones relativistas al espectro de energías del átomo de hidrógeno obtenidas a partir de la ecuación de Klein-Gordon, ecuación (3.1), no están en acuerdo con los resultados experimentales.

El primer paso para resolver estos problemas lo dio Dirac cuando postuló para el electrón la ecuación que hoy lleva su nombre, y que podemos escribir como

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = (-i \boldsymbol{\alpha} \nabla + m \beta) \psi(\mathbf{r}, t) \quad (3.2)$$

Esta ecuación implica a la de Klein-Gordon si suponemos con Dirac que α , β no son simples números sino matrices que actúan en la variable de espín y que satisfacen ciertas reglas de anticonmutación. La ecuación es ahora *lineal* en el tiempo. Si además introducimos la interacción con el potencial Coulombiano, la ecuación resultante,

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r}, t) = (-i\boldsymbol{\alpha}\nabla + m\beta - \frac{e^2}{r})\psi(\mathbf{r}, t)$$

puede resolverse exactamente. Las correcciones relativistas que implica, para p. ej. el átomo de hidrógeno, están de acuerdo con la experiencia.

4. Positrones: partículas y antipartículas

Cuando Dirac escribió su ecuación obtuvo más de lo que había buscado. Su intención al escribir la ecuación era obtener una descripción relativista de los electrones: pero la ecuación (3.2) resulta tener, además de soluciones con energías positivas, otras, inaceptables físicamente, con energías *negativas*. Para eliminarlas había que suponer la existencia de una extraña partícula, el *positrón*, de propiedades (masa, espín etc.) idénticas a las del electrón, pero con carga eléctrica opuesta. Además, cuando un electrón y un positrón colisionan se aniquilan en radiación electromagnética. Cuando Dirac escribió su ecuación no se había encontrado una tal partícula; pero esta situación duró poco. Muy pronto Anderson identificó, en los rayos cósmicos, una partícula con las propiedades predichas por Dirac. Hoy en día el positrón es una partícula totalmente familiar: construimos aceleradores que aceleran positrones; formamos átomos de positrones y electrones y estamos llegando a la utilización práctica (en medicina) del positrón.

Debido a las propiedades del positrón, en especial a tener la carga opuesta a la del electrón y aniquilarse con él en energía pura, se dice que el positrón es la *antipartícula* del electrón. De la ecuación de Dirac, o, más generalmente, de cualquiera de las modernas teorías cuánticas de campos que incorporan mecánica cuántica y relatividad, se sigue que a toda partícula le corresponde una antipartícula con propiedades idénticas excepto las cargas, que son opuestas a las de la partícula. Si la partícula se denota por el símbolo p , entonces la antipartícula se denotará por \bar{p} ; excepto para el electrón para el que, por motivos históricos, llamamos e o e^- si queremos precisar al electrón, y e^+ al positrón³. Un agregado de antipartículas sería la llamada *antimateria*, con propiedades esencialmente análogas a las de la materia ordinaria, pero con la que se aniquilaría si se pusiera en contacto. Una importante cuestión de la cosmología es la de la existencia, o no existencia, de cantidades substanciales de antimateria en nuestro universo. Para mostrar con claridad en qué exactamente consiste el problema haremos unas cuantas consideraciones.

En primer lugar, tenemos la conversión de materia en energía (y viceversa) que sólo se ha constatado cuando se crean (o se aniquilan) partículas y *anti*-partículas. La aniquilación de un par electrón-positrón en energía pura, o la creación a partir de ésta de un par electrón-positrón es algo que se realiza rutinariamente en varios laboratorios del mundo; pero nadie ha visto a un electrón o un positrón aislados desaparecer en energía, o que ésta cree una sola partícula, sin su antipartícula correspondiente. ¿Es esto así porque tales procesos son imposibles, o sólo porque son improbables?

Ligado a este problema está el de la simetría partícula-antipartícula. Las leyes que rigen la naturaleza son simétricas bajo el cambio de materia en antimateria. (Para expertos diré que dicho cambio debe incluir el de «derecha» en «izquierda» y una inversión del movimiento). Sin embargo, en el universo que nos rodea la materia domina de forma aplastante: sólo en algún raro rayo cósmico se encuentran antipartículas. Por supuesto, las partículas y antipartículas se aniquilan al encontrarse, por lo que no es sorprendente que no queden, por ejemplo en nuestro sistema solar, restos de una hipotética antimateria primigenia. Lo que sí es sorprendente es que al parecer no existen otros sistemas solares, ni otras galaxias, hechos de antimateria: la evidencia que tenemos implica que todos están hechos de la misma materia que nosotros, y contienen tan poca antimateria como el sistema solar. Como un ejemplo espectacular mencionaré los neutrinos provenientes de las nubes de Magallanes.

En el año 1987 explotó una supernova en las nubes de Magallanes (que son pequeñas galaxias próximas a la nuestra). Como toda explosión nuclear, ésta produjo gran cantidad de neutrinos; los cuales, por viajar a la velocidad de la luz, fueron detectados por varios laboratorios terrestres coincidiendo con el fogonazo óptico. Tales neutrinos eran precisamente del tipo que podía esperarse si la supernova estaba constituida por materia (en lugar de antimateria). Cálculos más sofisticados muestran que, con gran probabilidad, no hay cantidades apreciables de antimateria en el universo accesible, unos quince mil millones de años luz a nuestro alrededor.

Éste es un problema difícil de resolver. Se han intentado construir modelos en los que el universo primigenio, en el tiempo del «Big Bang» estaba hecho de energía (radiación) pura, y la materia sería una mera fluctuación: considérese que, por cada partícula de materia hay mil millones de fotones en la radiación de fondo. Lo que durante un cierto tiempo, a finales de los setenta y principio de los ochenta, parecía avalar esta posibilidad es que en las llamadas *teorías de gran unificación*

en que las tres interacciones electromagnética, débil y fuerte se unifican en una sola existen mecanismos en los que, por ejemplo, puede producirse un átomo de hidrógeno (electrón mas protón) a partir de sólo fotones.

La situación hoy en día no está, sin embargo, nada clara y, salvo por algún comentario más adelante, nosotros abandonaremos aquí la cuestión que sólo toca tangencialmente al tema del presente artículo.

5. El momento magnético del electrón. Momento magnético anómalo y efecto Lamb: Correcciones radiativas, I

La existencia de positrones fue una brillante confirmación de lo correcto de la teoría de Dirac. Otra también muy importante es que esta ecuación predecía el momento magnético del electrón, con un valor (en unidades naturales)

$$\mu(e) = \frac{e}{2m}. \quad (5.1)$$

Experimentalmente el valor encontrado era muy próximo a éste, pero no exactamente igual. Es costumbre definir la llamada *anomalía*, $a(e)$, como el doble de lo que se separa, en términos relativos, el momento magnético del valor predicho por la teoría de Dirac: escribimos pues,

$$\mu(e) = \left[1 + \frac{1}{2} a(e)\right] \frac{e}{2m}.$$

El valor experimental es $a(e) = 0.0011596521884$: la teoría de Dirac funciona al 1‰, pero claramente hay correcciones suplementarias de las que la teoría no da cuenta. Algo parecido ocurre en el átomo de hidrógeno: en una serie de brillantes experimentos, Lamb y Retherford mostraron que los estados denotados por $2S_{\frac{1}{2}}$ y $2P_{\frac{1}{2}}$ que, según los cálculos basados en la ecuación de Dirac, tendrían que tener la misma energía se diferenciaban energéticamente en

$$E(2S_{\frac{1}{2}}) - E(2P_{\frac{1}{2}}) = 1057.851 \text{ megaherzios.}$$

Esta cantidad es muy pequeña en comparación con las energías de estos estados, de una parte en un millón, pero nos proporciona otra indicación de que la teoría es incompleta.

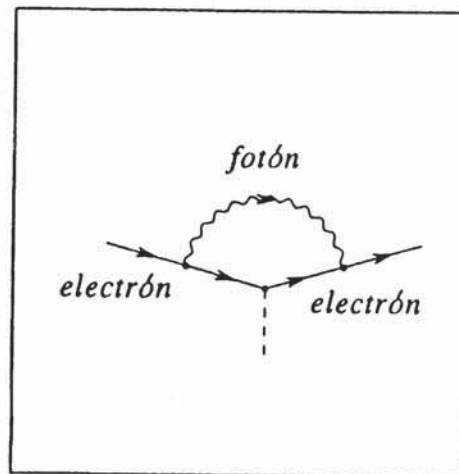
¿Cuál es el ingrediente que falta? El problema es que la ecuación de Dirac describe una partícula en un potencial, y argumentos muy generales de mecánica cuántica y relatividad implican que hay que

considerar teorías con número variable de partículas, lo que se llama una teoría de campos cuánticos. Si consideramos un electrón, éste tiene una cierta probabilidad de emitir radiación, por ejemplo un fotón, y absorberlo después. La energía cambia al emitir el fotón, incrementándose en una cierta cantidad ΔE : pero esto es posible, gracias al principio de incertidumbre, con tal que el tiempo Δt que dure esta fluctuación energética satisfaga

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar.$$

Este proceso está representado gráficamente en la Fig 1.

FIGURA 1. El proceso de emisión y absorción de radiación por un electrón. El electrón emite un fotón (línea ondulada), después interacciona con un potencial, representado por la línea de puntos, y finalmente reabsorbe el fotón.



La posibilidad de emitir y absorber radiación cambia las propiedades del electrón, en particular los niveles energéticos en el átomo de hidrógeno, y el momento magnético. El primer cálculo, semirelativista, del efecto Lamb lo llevó a cabo Bethe en 1947: y el primer cálculo relativista de correcciones radiativas, al orden más bajo en la interacción con la radiación, fue realizado casi inmediatamente después, por Schwinger en 1948, obteniendo para la anomalía el resultado $a(e) = \alpha/2\pi$, donde α es la constante de estructura fina que ya definimos antes.

A la teoría que incorpora completamente los requisitos de la relatividad y mecánica cuántica para interacciones *electromagnéticas*, incluyendo correcciones radiativas, se la conoce como *electrodinámica cuántica* (o *QED*, de sus iniciales en inglés: quantum electrodynamics) y fue desarrollada en los años cuarenta-cincuenta por Schwinger, Tomonaga, Feynman y Dyson (entre otros).

Volvamos al momento magnético del electrón. El valor calculado por Schwinger aproxima bastante bien el experimental que dimos antes; pero, según los resultados experimentales han ido mejorando, ha sido necesario realizar cálculos más precisos. Unas veces yendo por delante del experimento, y otras la teoría, tenemos en la actualidad una serie de impresionantes tests de ésta, con acuerdos entre teoría y experimento que en algunos casos llegan a las *diez* decimales. A continuación presentamos unas tablas de comparación de teoría y experimento, tomada del libro de Kinoshita *et al.* Sólo consideramos tests de precisión; aunque hay importantes tests a grandes energías, hasta los realizados con el colisionador LEP de electrones y positrones, creemos que una visión más impactante del nivel a que ha llegado la teoría, y la medición experimental, se obtiene en comprobaciones de gran precisión, a baja energía. Entre estas incluimos algunas involucrando muones, partículas que introduciremos en la próxima sección.

1) Momentos magnéticos de electrón (e^-), positrón (e^+) y muones μ^+ , μ^- . La teoría predice que los momentos magnéticos de electrón y positrón deben ser iguales, y lo mismo para μ^+ , μ^- . Además permite calcular los valores de dichas cantidades, en serie de potencias en a . Experimentalmente,

$$\begin{aligned} a(e^+) &= (1159652187.9 \pm 4.3) \times 10^{-12} \\ a(e^-) &= (1159652188.4 \pm 4.3) \times 10^{-12}; \end{aligned} \quad (5.2a)$$

$$\begin{aligned} a(\mu^+) &= (1\ 165\ 911 \pm 11) \times 10^{-9} \\ a(\mu^-) &= (1\ 165\ 937 \pm 12) \times 10^{-9} \end{aligned}$$

Hemos presentado los valores de la anomalía, como es costumbre: que el primer orden viene dado por la teoría de Dirac es algo que *va de soi*. Los cálculos teóricos dan,

$$\begin{aligned} a(e^\pm) &= (1159652140 \pm 27) \times 10^{-12} \\ a(\mu^\pm) &= (116591918 \pm 1.91) \times 10^{-9} \end{aligned} \quad (5.2b)$$

La mayor parte del error teórico para electrones viene del error experimental en la cantidad a ; como dijimos antes, el cálculo teórico

es tan preciso que se puede utilizar para obtener el más exacto valor de esta cantidad.

2) Para el efecto Lamb tenemos,

$$\begin{aligned} \text{experimento: } \Delta E(2S_{\frac{1}{2}} - 2P_{\frac{1}{2}}) &= 1057851 \pm 20 \text{ kHz} \\ \text{teoría: } \Delta E(2S_{\frac{1}{2}} - 2P_{\frac{1}{2}}) &= 1057862 \pm 30 \text{ kHz} \end{aligned} \quad (5.3)$$

3) La estructura hiperfina del hidrógeno es, posiblemente, el número mejor conocido en la naturaleza. Experimentalmente,

$$\Delta\nu(\text{hidrógeno}) = 1420.4057517667 \pm 0.0000000009 \text{ MHz},$$

pero, desgraciadamente, la precisión del cálculo teórico «sólo» llega al nivel de una parte en un millón debido a que intervienen efectos de estructura del protón, que no son muy bien conocidos.

El muonio es un estado ligado de electrón y μ^+ , similar al átomo de hidrógeno, y en que el muón juega el papel del protón. Tiene la ventaja sobre el átomo de hidrógeno que la estructura del muón puede calcularse teóricamente con mucha mayor precisión que la del protón. El valor experimental y el teórico para la estructura hiperfina son en este caso, y también en MHz,

$$\begin{aligned} \Delta\nu(\text{muonium exp.}) &= 4\,463\,302.88 \pm 0.16 \\ \Delta\nu(\text{muonium teor.}) &= 4\,463\,303.11 \pm 2.6; \end{aligned} \quad (5.4)$$

la medida experimental es, sin embargo, mucho menos precisa que para el hidrógeno. La mayor parte del error teórico viene del error *experimental* en la medida de la masa del muón.

4) Los desplazamientos de los niveles energéticos en el positronio (estado ligado de electrón y positrón) proporcionan también impresionantes tests de la teoría. Con algunos de ellos acabamos esta sección:

	$\Delta E(2^3S_1 - 2^3P_0)$	$\Delta E(2^3S_1 - 2^3P_0)$	$\Delta E(2^3S_1 - 2^3P_0)$	
experimento	18504.1 ± 10	13001.3 ± 3.9	8619.6 ± 2.7	(5.5)
teoría	18496.1	13010.9	8625.2.	

Las unidades son Mega Hertz (MHz), y utilizamos notación espectroscópica. Para la estructura hiperfina del positronio,

$$\begin{aligned} \Delta\nu(\text{experimento}) &= 203389.1 \pm 0.74 \\ \Delta\nu(\text{teoría}) &= 203404.5 \pm 9.3. \end{aligned}$$

El fantástico grado de precisión a que hemos llegado en nuestra comprensión de la electrodinámica cuántica es más evidente si consideramos

que los números que estamos citando son *correcciones* a los niveles energéticos, los que, al orden más bajo vienen dados por la ecuación de Schrödinger, con correcciones relativistas dadas por la ecuación de Dirac. Es decir, los números de las ecuaciones de más arriba deben ser comparados con el *Rydberg*, energía del estado fundamental de átomos hidrogenoides, de valor

$$1 \text{ Ry} \cong 38423.289 \times 10^9 \text{ MHz:}$$

tanto para los momentos magnéticos como para estados ligados, la precisión es pues del orden de una parte en 10^9 o incluso 10^{10} (!).

6. Electrones pesados

Anderson y Niedermeyer, en unos cuidadosos experimentos con rayos cósmicos realizados entre 1934 y 1936 buscando las partículas postuladas por Yukawa para explicar las fuerzas nucleares (los piones) encontraron unas partículas que se denominaron muones, y denotaron con el símbolo μ , con muy sorprendentes propiedades, resumidas por Rabi cuando, al enterarse, exclamó, ¿Quién ha encargado esto?

Lo sorprendente de las propiedades del muón es (como en el famoso cuento de Sherlock Holmes) que el muón no tiene propiedades sorprendentes. Desde el momento de su descubrimiento se vio que el muón tenía propiedades muy parecidas a las del electrón, excepto por su masa (unas doscientas veces mayor). En años posteriores se ha ido demostrando que estas propiedades son, de hecho, *idénticas*, pudiéndose atribuir todas las diferencias encontradas a la diferencia de masas. Un ejemplo notable es el del momento magnético que hemos reseñado en la sección anterior. Si en las fórmulas que producen el cálculo teórico del momento magnético anómalo del muón hubiésemos reemplazado $m_\mu \rightarrow m_e$, habríamos obtenido exactamente el valor del momento magnético anómalo del electrón.

No sólo el electrón tiene un hermano idéntico, salvo por el peso; lo mismo les ocurre a todas las partículas que discutimos al comienzo de este artículo. Así, el quark *d* tiene una réplica exacta, pero con masa unas veinte veces mayor: es el quark «extraño» (esta es la nomenclatura común), *s*; y el *partenaire* del quark *u*, el llamado quark charmado *c*, fue encontrado en 1974 con una masa cuarenta veces mayor que aquel. Finalmente, existe un neutrino conocido como neutrino muónico, ν_μ , cuya masa, en todo caso muy pequeña (si no cero) no se ha conseguido medir. Esta partícula fue identificada en unos im-

portantes experimentos realizados en Brookhaven en los primeros años sesenta en los que, por primera vez, se conseguía utilizar en el laboratorio neutrinos como proyectiles.

La historia no acaba aquí. Estudiando los productos de aniquilaciones de electrones y positrones en el colisionador de Stanford, Martin Perl en los años 75 y 76 consiguió identificar *otro* electrón aún más pesado que el muón. Es la llamada partícula tau τ^\pm con una masa equivalente a la de cuatromil electrones ordinarios. Perl también identificó un nuevo tipo de neutrino, ν_τ , con masa menor que la resolución experimental, y posteriormente un grupo conducido por Leo Lederman halló en 1976 un quark, el *bottom* o *b*, con masa seiscientas veces la del *d*. Finalmente y muy recientemente, primero de forma indirecta a través de correcciones radiativas en el CERN, y luego por observación directa en Fermilab, se ha encontrado el quark *top*, *t*, con una gigantesca masa de casi cien mil veces la del quark *u* pero, por lo demás, con las mismas propiedades.

En este punto uno puede preguntarse, ¿hay más? ¿Seguiremos descubriendo, en particular, electrones más y más pesados? La respuesta es *no*. Por medio de correcciones radiativas se puede mostrar que no puede haber partículas más pesadas de las que ya hemos descubierto. Los ladrillos del universo son de un número finito de clases y pueden pues ordenarse en *familias*, o *generaciones*, tal y como mostramos en el cuadro siguiente. En él colocamos entre paréntesis las masas de las partículas⁴ en unidades de MeV/c^2 (con *c* la velocidad de la luz) que son las usuales en física de altas energías.

e (0.511 MeV / c^2)	μ (105.7 MeV / c^2)	τ (1777.1 MeV / c^2)
ν_e (0)	ν_μ (0)	ν_τ (0)
d (10 MeV / c^2)	s (200 MeV / c^2)	b (4400 MeV / c^2)
u (4 MeV / c^2)	c (1300 MeV / c^2)	t (170000 MeV / c^2)

Además de estas partículas tenemos las correspondientes antipartículas. Es de notar, por otra parte, que excepto la primera familia todas las demás partículas se desintegran unas en otras con unas vidas extraordinariamente cortas. La comprensión de por qué existe este peculiar zoo de partículas, unas copias exactas de las otras excepto por el enrevesado esquema de masas es, quizás, el problema más difícil de entender de la moderna física de partículas.

7. Elementalidad del electrón

La precisión de los cálculos y las medidas experimentales nos permiten considerar la cuestión del carácter de partícula elemental del electrón. Podemos ver esto desde varios puntos de vista. Si el electrón tuviese estructura (y todo lo que se diga para el electrón será también válido para los «electrones pesados», muón y tau) esta estructura podría ser excitada, y esperaríamos que existiesen estados e^* , μ^* , τ^* . Al calcular las correcciones radiativas deberíamos incluir las contribuciones de estos estados. Debido al fantástico acuerdo entre teoría y experimento, podemos deducir cotas para los valores de las masas de estos estados excitados. Así obtenemos que, por ejemplo, debe ser $m(\mu) > 100$ GeV.

Las mejores cotas sobre estructura del electrón, y en particular sobre la masa de estados excitados, sin embargo, se obtienen de experimentos de alta energía. En el colisionador LEP se llega a casi 200 GeV, con lo que podemos saber que la masa de un eventual estado excitado del electrón tendría que ser mayor que unos 150 GeV. En términos de tamaño, podemos decir que, de tener estructura, ésta no se manifestaría hasta distancias menores que 1.4×10^{-16} centímetros. De hecho, las indicaciones teóricas que tenemos sugieren que el electrón no debería exhibir estructura hasta distancias de 10^{-32} centímetros (!).

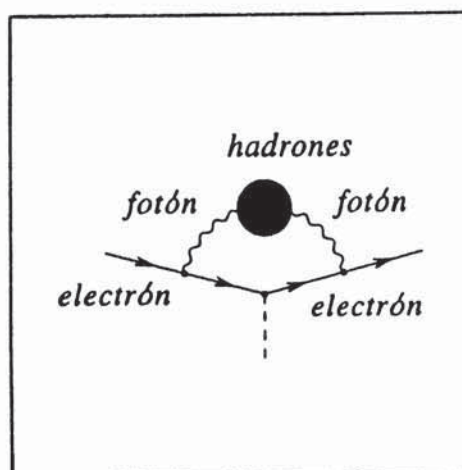
8. Correcciones radiativas (II). Las implicaciones de electrodinámica de electrones para otras interacciones

Como ya se ha dicho, la mecánica cuántica y la relatividad implican la posibilidad de emitir radiación, y luego reabsorberla, con tal que el tiempo que la presencia de esta radiación dure, multiplicado por la energía de dicha radiación, sea inferior a la constante de Planck. Antes de reabsorberse, sin embargo, la radiación ha podido materializarse en partículas, que luego se aniquilan en radiación, la que finalmente se reabsorbe. Este tipo de proceso es de orden muy elevado; pero la precisión de medidas con electrones y muones es tal que, para algunas cantidades observables, se puede detectar. Un ejemplo de proceso de este tipo es el mostrado esquemáticamente a continuación:

$$\mu \rightarrow \mu + [\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma] \rightarrow \mu \quad (8.1)$$

proceso que mostramos gráficamente en la Fig. 2.

FIGURA 2. El fotón emitido (véase la figura 1) se materializa en hadrones los cuales se aniquilan en un fotón que, finalmente, es reabsorbido por el electrón (o muón).



Aquí vemos cómo, indirectamente, el muón (y lo mismo sería cierto para el electrón) se rodea de una nube que incluye no sólo fotones (γ) sino también piones (π^\pm), o, más generalmente, hadrones (se llama hadrones a partículas que son estados ligados de quarks y/o antiquarks). Cuando hemos mencionado el valor teórico para el momento magnético anómalo del muón, hemos dado el valor de

$$a(\mu^\pm) = (1165919.18 \pm 1.91) \times 10^{-9}$$

para el resultado teórico de la anomalía. Este cálculo fue realizado teniendo en cuenta la existencia de la nube virtual de quarks y antiquarks. Si no la hubiéramos incluido, habríamos obtenido un resultado inferior al valor observado,

$$\begin{aligned} [\text{sin hadrones virtuales}]; a(\mu^\pm) &= (1165919.18 - 710) \times 10^{-9} = \\ &= (1165209) \times 10^{-9} \end{aligned}$$

Los efectos radiativos involucrando quarks son demasiado pequeños para electrones a bajas energías como para que se puedan detectar experimentalmente, y ello a pesar de la superior precisión de los experimentos con electrones. También son demasiado pequeños los efectos virtuales debidos a las interacciones débiles a pequeñas energías, aun-

que se espera que con un experimento muy preciso que está planeado para los próximos años en el Brookhaven National Laboratory se los llegue a medir.

Lo que sí que es posible es el utilizar las interacciones virtuales para crear, a partir de un par electrón-positrón, partículas que interactúan fuertemente o débilmente. En los distintos colisionadores $e^+ e^-$ que funcionan en el mundo se producen pares quark-antiquark y, más recientemente, en el colisionador LEP del CERN, se llegan a producir partículas Z , y pares de $W^+ W^-$. Los procesos que dan lugar a esta producción de partículas son, esquemáticamente,

$$e^+ e^- \rightarrow [\gamma] \rightarrow q\bar{q},$$

$$e^+ e^- \rightarrow [\gamma] \rightarrow W^+ W^-$$

y hemos puesto el fotón entre corchetes para indicar que es virtual.

9. Interacciones débiles de electrones

Como hemos mencionado antes, los electrones interactúan débilmente. Las partículas que transmiten esta interacción son las W^\pm , de cargas eléctricas iguales a ± 1 , en unidades de la carga del protón, y la partícula Z , eléctricamente neutra. Las interacciones son parecidas a las electromagnéticas, que como es sabido se realizan a través del fotón, que interactúa con la corriente eléctrica: por este motivo a las interacciones que involucran a W^\pm se les conoce como *corrientes cargadas*, y a las realizadas a través de la Z , *corrientes neutras*.

Las interacciones involucrando corrientes cargadas fueron descubiertas muy pronto, por Becquerel a finales del siglo pasado, en el fenómeno de radiactividad natural. En él se observaba que algunos núcleos se desintegran produciendo radiaciones. Estas radiaciones son de tres tipos que se denominaron con las letras griegas α , β y γ . Muy pronto se identificó la radiación α como núcleos de helio, la γ como fotones y la β se vió que estaba constituida por electrones. Además de estas partículas se producen también neutrinos los que, por su escasa interacción, no han sido detectados hasta mucho después⁵.

El proceso elemental que explica la radiactividad es el siguiente. Un quark de tipo d en uno de los neutrones del núcleo se convierte en un quark de tipo u , emitiendo un W^- virtual, con lo que el neutrón se convierte en un protón. El W^- virtual se materializa en un par e^- neutrino (de hecho, lo que realmente se crea es un antineutrino, $\bar{\nu}_e$). El núcleo resultante, con un neutrón menos y un protón más, resulta

(por supuesto, la W^- , que es virtual, no era conocida y se omitía en los cálculos de la época) no eran descritas igual de bien.

En 1954, Lee y Yang sugirieron que la *paridad*, la simetría que nos pasa de la mano derecha a la izquierda, podía ser violada por las interacciones débiles. Inmediatamente, Wu realizó un experimento corroborando las predicciones de Lee y Yang y muy pronto después Marshak y Sudarshan y, de forma independiente, Feynman y Gell-Mann, sugirieron una modificación de la interacción de Fermi que tuviera la violación de la paridad en cuenta. Esta modificación se conoce como «teoría $V - A$ » porque la interacción mezcla vectores y vectores axiales. Si denotamos por los mismos nombres a los campos cuánticos y las partículas a ellos asociadas, la interacción de Fermi en la versión $V - A$ se escribía como

$$G_F \mu(x) \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_\mu(x) \bar{e}(x) \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e(x), \quad (9.1)$$

donde G_F , llamada constante de Fermi, mide la intensidad de la interacción; numéricamente, $G_F = 10^{-5} \text{ GeV}^2$. En 1964, Glashow propuso una teoría que incluía unas partículas mediadoras, las W^\pm , y además una unificación parcial con el electromagnetismo. Para que esta teoría tuviese sentido era necesario que existiesen no sólo las partículas W^\pm , sino una partícula neutra Z , de masa similar a ellas. La teoría de Glashow se reducía a la ecuación (9.1) si las partículas W , Z eran muy pesadas: del orden de los ochenta GeV, o más. En aquella época las máximas energías alcanzadas en experimentos con interacciones débiles eran de uno o dos GeV. Por este motivo la teoría de Glashow no fue particularmente popular. La interacción de Glashow se escribía como

$$\frac{g_w}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{e}(x) \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e(x) W_\lambda^\pm(x) + h.c. \right. \\ \left. + \bar{e}(x) \gamma_\lambda (v_1 + a_1 \gamma_5) e(x) Z_\lambda(x) + \nu_e(x) \gamma_\lambda (v_2 + a_2 \gamma_5) \bar{\nu}_e(x) Z_\lambda(x) \right] \\ + (e \leftrightarrow \mu) + (e \leftrightarrow \tau),$$

y términos similares (que no detallamos) para las interacciones débiles de quarks. Las expresiones «h.c.» y $(e \leftrightarrow \mu)$, $(e \leftrightarrow \tau)$ quieren decir, respectivamente, «el hermítico conjugado del término precedente», y «añadir el término que se obtiene del explícitamente escrito realizando las sustituciones indicadas». Las constantes a_i , v_j son conocidas en términos de g_w y el llamado «ángulo de mezcla» que nos indica el grado de mezcla de interacciones electromagnéticas y débiles, de valor desconocido hasta que se ha medido experimentalmente mucho después.

La constante g_w podía relacionarse con la de Fermi y las masas M_w de las partículas W , teniéndose $G_F = g_w^2/M_w^2$ con lo que g_w resultaba del orden de la constante eléctrica, e .

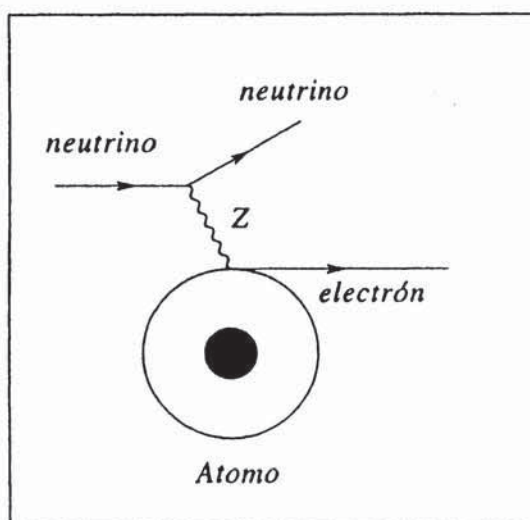
Otro motivo de impopularidad de la teoría era que es inconsistente, debido a que las partículas W , Z tenían masa: lo que rompía la llamada simetría gauge no-abeliana (en lo que no entraremos). Esto implicaba que los cálculos a órdenes altos en teoría de perturbaciones producían resultados infinitos. En 1967 Weinberg, y algo después Salam en colaboración con Ward, sugirieron introducir las masas por medio del llamado «mecanismo de rotura espontánea» de la simetría gauge, lo cual podría hacer finitos los cálculos a órdenes elevados.

Weinberg y Salam no fueron capaces de demostrar esta propiedad, y durante cuatro años más, la teoría quedó como una curiosidad: no se disponía de energía para comprobarla experimentalmente, y no se podían hacer cálculos con ella más allá del orden más bajo. En el año 1971, sin embargo, una serie de trabajos comenzados por Veltman y culminados por 't Hooft no sólo probaron que la interacción de Glashow con las masas introducidas por el mecanismo de ruptura espontánea era consistente, sino que mostraron cómo hacer los cálculos a órdenes superiores.

El interés en ésta teoría explotó a partir de estos trabajos. Los laboratorios experimentales comenzaron una búsqueda de interacciones mediadas por la Z —lo que no es tarea fácil—. El motivo es que, a diferencia de las corrientes cargadas, que producen procesos que, si estas interacciones no existiesen, serían imposibles, las interacciones con la Z son muy parecidas a las que se obtienen intercambiando fotones. Y a las energías disponibles hasta los años setenta, las interacciones involucrando a la Z son mucho menos intensas que las electromagnéticas. Había pues que considerar interacciones involucrando neutrinos los cuales, al no tener carga eléctrica, no presentan interacciones electromagnéticas que enmascaren las inducidas por la Z . El problema con esto es que el neutrino es muy difícil de detectar, y de hecho lo que se detecta son las demás partículas; el neutrino se reconstruye de conservación de energía y momento. Así es como se encontró el primer suceso de corriente neutra, en la cámara de burbujas Gargamelle en el CERN, en 1973. En el suceso observado, el neutrino golpea a uno de los electrones de un átomo en la cámara, y lo lanza con gran energía: el electrón muy energético es la señal de la interacción con la corriente neutra. El proceso viene representado esquemáticamente en la Fig. 4. Todavía se tardaron tres años más en encontrar señales de interacciones entre electrones y protones (esto

es, sin neutrinos) mediadas por la Z , en unos importantes experimentos realizados en SLAC.

FIGURA 4. El neutrino «golpea» a uno de los electrones del átomo, a través del intercambio de una partícula Z virtual, saliendo el electrón emitido a gran energía.



Los cálculos teóricos con la interacción descrita en la ecuación (9.2), más las interacciones electromagnéticas correspondientes, producen resultados en fantástico acuerdo con la experiencia. Un ejemplo de esto es la predicción teórica de la masa del quark t . En las colisiones $e^+ e^-$ en el acelerador LEP del CERN, se producen partículas Z . Éstas, antes de desintegrarse, pueden materializarse virtualmente en un par quark-antiquark, de manera similar al mecanismo descrito en la Fig. 2, por ejemplo a través de la secuencia

$$e^+ e^- \rightarrow [Z] \rightarrow [\bar{t}t] \rightarrow [Z] \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

La energía en reposo de la Z es de unos 90 GeV, mientras que la del par $t\bar{t}$ es de unos 350 GeV. El efecto es muy pequeño, del orden de una parte en cien: sin embargo, el acuerdo entre teoría y experimento es tal que, antes de haberse descubierto experimentalmente, se sabía que la consistencia entre ambos, teoría y experimento, sólo era posible si la masa del quark t era de $m_t = 170 \pm 20$ GeV. Éste es el valor confirmado en los últimos dos años por el hallazgo experimental del quark en Fermilab, cerca de Chicago.

10. Unificaciones del electrón. Supersimetría

La teoría actual de las interacciones débiles tiene una importante consecuencia. Puesto que los procesos de transformación de un electrón en un neutrino son posibles, con emisión o absorción de un cuanto de la interacción débil W^\pm , según el esquema

$$e \rightarrow \nu_e + W^-, \nu_e \rightarrow e + W^+$$

resulta que debemos considerar al electrón y a su neutrino asociado como *dos* estados de una misma partícula. Al igual que el propio electrón tiene dos estados de espín, podemos imaginar un nuevo número cuántico (que, por razones históricas, se denomina *isospin débil*) tal que, si su valor es $+1/2$, la partícula es un neutrino, y si es $-1/2$, la partícula es un electrón. Parece, pues, que la moderna teoría de las interacciones débiles unifica electrones y neutrinos.

La situación no está, sin embargo, totalmente clara. La unificación sólo se da entre el neutrino y lo que podríamos llamar el electrón de *izquierdas* (left-handed, en inglés) esto es, un electrón cuyo espín ordinario, proyectado sobre la dirección del movimiento, vale $-1/2$. El electrón que podríamos llamar de *derechas* (right-handed) correspondiendo al mismo espín igual a $+1/2$ no puede transformarse en neutrino, y queda por tanto fuera de la unificación⁶. Una situación similar ocurre con los quarks; las interacciones débiles implican la unificación de, por ejemplo, los quarks u_L, d_L , pero dejan el margen a los u_R, d_R [denotando por el índice *L* (left) a los de «izquierdas» y *R* (right) a los de «derechas»].

Otra cuestión, en principio independiente de la anterior, es la similitud entre todas las interacciones: la interacción electromagnética, y la fuerte, pueden escribirse de una forma muy parecida a la de la ecuación (9.2), excepto que también involucran a las componentes «de derechas». Además, electrones, neutrinos y quarks tienen todos una serie de propiedades comunes; en especial el espín, de valor $1/2$ para todos ellos. ¿Es posible imaginar una unificación más amplia? Unificación que debería incluir a todos los fermiones (como se conocen colectivamente a las partículas de espín $1/2$), y a todas las fuerzas.

No conocemos aún una respuesta definitiva a esta cuestión. En los años 74 y 75 se construyeron modelos, conocidos como «modelos de gran unificación» en los que, efectivamente, era posible suponer que todos los fermiones «de derechas» formaban parte de un único multiplete, y los de «izquierdas» de otro: en particular, esto ocurre en el esquema de Georgi y Glashow, el más exitoso.

Sin embargo, esta gran unificación requiere introducir nuevas interacciones, mediadas por nuevas partículas (conocidas como X , Y) con unas masas tremendas, 10^{14} GeV. Estas interacciones implican nuevos procesos, en particular la desintegración del protón, por ejemplo según el esquema

$$p \rightarrow e^+ + \gamma. \quad (10.1)$$

De existir este tipo de procesos las implicaciones serían muy importantes; no sólo para la física de partículas, sino para la cosmología. En efecto, la vida media del protón resulta ser finita —aunque extremadamente larga—, unos 10^{29} años; pero además el proceso relacionado al (10.1),

$$\gamma \rightarrow e + p$$

resulta ser posible. Con él aparece la posibilidad de crear materia a partir de radiación, *sin necesidad de que aparezca antimateria*, algo de gran relevancia para el Big Bang. A final de los años setenta se diseñaron una serie de experimentos con vistas a medir la desintegración del protón, hasta la fecha sin resultados positivos: tenemos en la actualidad una cota para la vida media de 10^{32} años. Algo que, combinado con otras inconsistencias del modelo llamado por motivos técnicos «modelo SU(5)» nos hace dudar de la idea de gran unificación, que sin embargo tiene una serie de predicciones atractivas, tal cómo la de los valores de las cargas de los quarks y del electrón.

Otra posibilidad es plantearse si es posible unificar partículas y fuerzas (ladrillos y cemento). El espín de todas las partículas mediadoras de las interacciones, gluones y fotón, W^\pm y Z tiene el mismo valor de 1, y existe matemáticamente una simetría que relaciona partículas de diferente espín, conocida como *supersimetría*. Sin embargo, el esquema no funciona, al menos en su versión más natural. No es posible super-unificar a, por ejemplo, electrones, partículas de Higgs⁷ y W^\pm , Z : es necesario postular nuevas partículas, *partenaires* supersimétricas de las conocidas, con masas cada vez más grandes según los resultados experimentales van explorando cada vez mayores energías. En particular el compañero supersimétrico del electrón, conocido con el nombre de «selectrón», y el símbolo \tilde{e} , debería tener una masa de más de doscientos GeV.

Finalmente, tenemos teorías en que se juntan gran unificación y superunificación. Aunque un tanto forzadas, y sobre todo necesitando una nube de nuevas partículas que no dan señal alguna de su existencia, estas teorías tienen al menos la virtud de preservar las características

positivas de la gran unificación (en particular, los valores de las cargas eléctricas) y de inhibir la desintegración del protón, lo que las hace (todavía) compatibles con el experimento.

Notas

¹ En este artículo no consideraremos la fuerza gravitatoria que juega muy poco papel en las interacciones de los electrones.

² Cada quark tiene tres posibles estados, y cada gluón ocho, caracterizados por un número cuántico que, por razones históricas, se conoce como «color».

³ La misma nomenclatura que utiliza para los electrones pesados que consideraremos más adelante para los que se escribe μ^\pm , τ^\pm en lugar de μ , $\bar{\mu}$; τ , $\bar{\tau}$.

⁴ Las relaciones que hemos dado antes entre masas de quarks *no* son las que se siguen de tomar simplemente los cocientes entre las dadas en las tablas. Al ser los quarks partículas confinadas, la misma definición de masa no es algo sencillo. Nosotros damos lo que técnicamente se conoce como «masa MS, a momento igual a la propia masa», y que se denota por $\overline{m}(\overline{m})$.

⁵ La necesidad de que se produjera alguna partícula además de las α , β y γ se dedujo teóricamente de la falta de balance entre la energía y el momento del núcleo emisor, y los productos observables. Pauli postuló la existencia del neutrino, inobservable con los medios de la época, pero que permitía arreglar las cuentas.

⁶ La razón de los curiosos nombres «de izquierdas/de derechas» se debe a que la dirección de giro del electrón se obtiene con la regla de la mano izquierda/derecha a partir de los vectores que nos dan el momento y el espín del electrón.

⁷ Estas partículas, de las que no hemos hablado, tienen espín cero y son necesarias para implementar el mecanismo de rotura espontánea de la invariancia gauge. No han sido aún encontradas, experimentalmente.

Bibliografía

- KINOSHITA, T. ed.: *Quantum electrodynamics*. World Scientific, Singapur, 1990.
YNDURÁIN, F. J.: *Relativistic Quantum Mechanics*. Springer, Heidelberg, 1996.